

РТО 2003-2242
S.T.I.C. Translations Branch

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
МИНИСТЕРСТВО ПРИBOROCTPOEHHЯ
CPEДCTB АВТОМАТИЗАЦИИ И СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ
ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ТЕЛЕМЕХАНИКИ
(технической кибернетики)

Printed in the Soviet Union

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Часть первая	
МОДУЛЯТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
Глава I	
Физические электрооптические модуляторы	
1. Оптические свойства анизотропной среды	13
2. Фотоакустическое описание электрооптического эффекта	15
3. Фазовый модулятор оптического излучения в линейных электрооптических средах	23
4. Многоэлементные фазовые модуляторы	27
5. Модуляторы бегущей волны	31
Глава II	
Полупроводниковые амплитудные электрооптические модуляторы	
1. Принцип действия полупроводниковых модуляторов	35
2. Основные схемы полупроводниковых электрооптических модуляторов	37
3. Модуляторы с циркулирующим полупроводником	42
4. Оптические геттириваторы	43
5. Амплитудные многоэлементные модуляторы	47
6. Яркоинжекционные модуляторы Керра (инжекция Керра)	48
7. Модуляторы, использующие эффект Керра в твердом теле	51
Глава III	
Магнитооптические модуляторы	
1. Оптическая активность	55
2. Эффект Фарадея в оптике	56
3. Фарадеевский низкочастотный модулятор	61
4. Модуляции волн при поперечном намагничивании	63
5. Резонансы СВЧ-модуляции	66
6. Магнитооптическая модуляция в полупроводниках	68
Глава IV	
Интерференционные модуляторы	
1. Дифракционные интерференционные модуляторы	70
2. Модуляторы на основе интерферометров Роккестовского и Дамана	73
3. Модуляторы на основе интерферометра Майкельсона	75
4. «Коленивая» модулятор	78
5. Многолучевые интерференционные модуляторы	79
Глава V	
Поду проводниковые модуляторы	
1. Электрооптический модулятор на $P-n$ -переходе	84
2. Модуляция при смещении края полосы поглощения	87
3. Модуляторы, использующие поглощение света свободными носителями	89
4. Модуляция излучения с помощью обратного смещения плывов	92
Глава VI	
Дифракционные модуляторы	
1. Дифракция света на ультразвуке	95
2. Амплитудные дифракционные модуляторы	99
3. Модуляция отраженного луча	105
4. Электрооптические дифракционные модуляторы	106
5. Поворотные свойства излучателей, используемых в дифракционных модуляторах	108
Глава VII	
Модуляторы, использующие явления фотоупругости, полного внутреннего отражения и некоторые другие	
1. Фотоэластические модуляторы	110
2. Модуляторы, использующие явление полного внутреннего отражения	114
3. Некоторые другие схемы оптических модуляторов	115
Глава VIII	
Внутренняя модуляция излучения оптических квантовых генераторов	
1. Принцип действия оптических квантовых генераторов (ОКГ)	119
2. Модуляция ОКГ путем управления коэффициентом усиления активной среды	122
3. Частотная модуляция излучения лазера при помощи эффектов Зеемана и Штарка	125
4. Частотная модуляция излучения лазера при изменении параметров оптического резонатора	127
5. Модуляция излучения ОКГ при помощи управления обратной связью	129
6. Модуляция излучения ОКГ при помощи изменения добротности оптического резонатора	131
7. Внутренняя модуляция полупроводниковых лазеров	135

Часть вторая

ДЕФЛЕКТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Глава IX

Рефракционные дефлекторы

1. Принцип действия рефракционных дефлекторов	140
2. Ультразвуковые дефлекторы	141
3. Электрооптические дефлекторы	146
4. Термический дефлектор	150
5. Дисторсионные дефлекторы	150

Глава X

Полупроводниковые и интерференционные дефлекторы

1. Полупроводниковые дефлекторы	152
2. Дефлекторы, использующие явление конической рефракции	155
3. Интерференционные оптические коммутаторы	157

Глава XI

Управление направлением излучения лазеров

1. Дефлекторы, использующие микроволновые резонаторы	160
2. Поступающий, сканер	163
3. Некоторые новые схемы оптических переставлятелей	164

Литература	165
----------------------	-----

Г. П. Карлис, Н. В. Курдюков, Л. Е. Чурков, С. М. Колодатов
Модуляции и отклонение оптического излучения

Утверждено к печати И. о. секретаря И. о. академика А. А. Лебедева

Редактор издательства Чубаров Е. П.

Художник Г. В. Девочкин. Технический редактор Ю. В. Рыжова

Сдано в набор 6.11.1967 г. Подписано к печати 20.11.1967 г. Формат 63х90 мм. Бумага
машинно-кляшанная. Усл. печ. л. 11. Усл. цвет. л. 9.9. Тираж 5000 экз. Тип. зак. 2228

Цена 70 к.

Издательство «Наука», Москва, К-62, Подзоровский пер., 21
2-я типография издательства «Наука», Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

где $V_0 = \frac{h}{2m_0^0 r_{a3}}$; $z = sd$ — координата, в которой луч переходит из нижней призмы в верхнюю (см. рис. 12, а); h — высота призмы (размер вдоль z).

Если выполнены условия

$$\frac{\omega_m h}{2V_{\text{гp}}} = \tau, \quad \frac{1}{V_{\Phi}} = \frac{s}{V_{\text{гp}}}, \quad (1.33)$$

то выражение (1.32) можно привести к виду

$$\Phi = \Phi_0 + \tau \frac{E_m h}{V_0} K(\omega_m) \cos \omega_m t. \quad (1.34)$$

Условия (1.33) обеспечивают синхронизацию бегущих волн в модуляторе такой геометрии. Второе из условий (1.33) требует равенства проекций скоростей \vec{V}_{Φ} и $\vec{V}_{\text{гp}}$ на диагональную плоскость $Z = sX$ и по существу требует синхронизации скоростей в этом направлении, что, очевидно, возможно при надлежащем выборе s . Это условие с достаточной точностью можно представить также в виде [37]

$$V_{\Phi} = ns,$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость кристалла.

Условие синхронизации (1.33) не зависит от частоты сигнала ω_m , однако дополнительное требование, выражаемое условием (1.33), по своему характеру является аналогом условия (1.28), делает модулятор на призме Вогтастопа универсальным модулятором. Чтобы увеличить время взаимодействия управляющего сигнала и светового луча для повышения крутизны модуляции, можно использовать многоэлементную схему. Конструкция многоэлементной призмы Вогтастопа показана на рис. 12, в [37].

В фазовых модуляторах могут быть использованы как акустические, так и твердотельные ячейки Керра. Поэтому все сказанное в этой главе в равной мере относится и к ячейкам Керра. Однако до сих пор эти ячейки использовались в основном только как амплитудные модуляторы.

Глава II ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ АМПЛИТУДНЫЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ

В настоящее время методы чисто фазовой модуляции не находят широкого распространения из-за больших трудностей, связанных с приемом фазо-модулированных сигналов в оптическом диапазоне. Более удобным оказывается преобразование фазовой модуляции в амплитудную, так как прием амплитудно-модулированных сигналов более прост.

Все известные способы преобразования фазовой модуляции в амплитудную можно разделить на две группы: двулучевые и многолучевые. Двулучевые преобразователи могут быть двух типов: поляризационные преобразователи и двулучевые интерферометры; многолучевые же преобразователи представлены многолучевыми интерференционными и дифракционными устройствами.

1. Принципы действия поляризационных модуляторов

Принцип действия поляризационного модулятора оптического излучения заключается в следующем. Фазовая ячейка помещается между двумя поляризационными устройствами, главные плоскости которых скрещены и составляют с собственными направлениями осей электрооптического поля кристалла некоторый угол.

В отсутствие управляющего поля излучение через такую систему не проходит. Наличие двойного лучепреломления, возникающего при наложении управляющего поля, приводит к появлению разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, что приводит к превращению плоскополяризованного света в эллиптически поляризованный. При разности фаз лучей, равной π , световой поток, проходящий через такое устройство, будет максимальным.

Чтобы найти зависимость проходящего через модулятор светового потока от величины управляющего напряжения, приведем упрощенный математический анализ явления. Обыкновенный (A_0) и необыкновенный (A_e) лучи, прошедшие через такой моду-

латор, могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned} A_n &= A_m \sin \varphi \sin (\varphi + \psi) \sin (\omega t + \Phi/2), \\ A_e &= A_m \cos \varphi \cos (\varphi + \psi) \sin (\omega t - \Phi/2), \end{aligned} \quad (2.1)$$

где A_m — амплитудное значение вектора линейно-поляризованного оптического излучения; Φ — фаза оптического излучения; φ — угол между плоскостью поляризации поляризатора и осью эллипса поляризации; ψ — угол между плоскостями поляризатора и анализатора.

Очевидно, что интенсивность прошедшего излучения будет равна

$$I = A_o^2 + A_e^2 = A_m^2 [\cos^2 \psi - \sin^2 2\varphi \sin^2 (\varphi + \psi) \sin^2 \Phi/2],$$

$$\text{т. е. } \frac{I}{I_0} = \cos^2 \psi - \sin^2 2\varphi \sin^2 (\varphi + \psi) \sin^2 \Phi/2. \quad (2.2)$$

где I и I_0 — интенсивность излучения на выходе и входе модулятора соответственно.

На практике наиболее часто встречаются два случая: 1) $\psi = 90^\circ$ и $\varphi = 45^\circ$; 2) $\psi = 0$ и $\varphi = 45^\circ$.

Модуляционная характеристика в первом случае имеет вид

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \Phi/2, \quad (2.3)$$

а во втором

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2 \Phi/2. \quad (2.4)$$

Прежде чем перейти к рассмотрению конкретных конструкций амплитудных электрооптических модуляторов, имеет смысл вкратце остановиться на используемых в таких модуляторах поляризационных устройствах. Существуют четыре явления, которые могут быть использованы для создания поляризационных элементов: дихроизм, двойное лучепреломление, отражение и рассеяние.

Наибольшее значение имеют поляризаторы, использующие явление дихроизма (поляриды) и двойного лучепреломления. Дихроичный поляризатор преимущественно пропускает только одну форму поляризации и поглощает ортогональную. Типичный двухлучепреломляющий поляризатор состоит из двух склеенных вместе призм из изотропного шпата (призмы Николя), разделяющих падающий луч на две компоненты с ортогональными поляризациями; причем одна из компонент проходит без изменения направления, а вторая испытывает полное внутреннее отражение. Известно большое число различного рода поляризаторов, использующих явление двулучепреломления: поляризаторы Аренса, Волластона, Рошона, Глана-Фукко и др.

2. Основные схемы электрооптических модуляторов

Простейшая конструкция амплитудного поляризационного электрооптического модулятора представляет собой фазовую ячейку любого из рассмотренных в первой главе типа, расположенную между скрещенными поляридами (рис. 13).

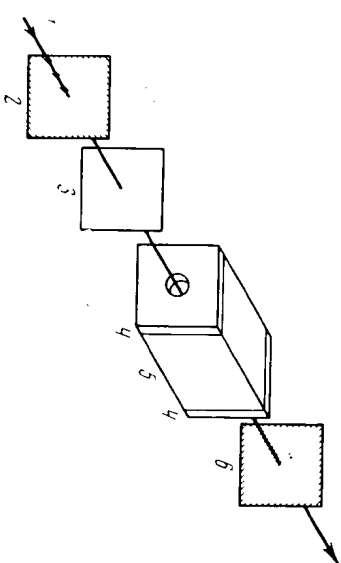


Рис. 13. Простейший амплитудный поляризационный модулятор:

1 — оптическое излучение; 2 — поляризатор; 3 — фазовращатель; 4 — электрооптический кристалл; 6 — анализатор

Амплитудная характеристика такого модулятора может быть рассчитана по формуле (2.3). Наиболее полно исследованы амплитудные модуляторы, в которых использованы фазовые ячейки продольной геометрии с кристаллами типа KDP и ADP (класса D_{2d}). В этом случае амплитудная характеристика модулятора имеет следующий вид (см. гл. I):

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\pi V}{2 V_0}, \quad (2.5)$$

где V — управляющее напряжение ($V = V_m \cos \omega_m t$) и V_0 — параметр, зависящий от электрооптических характеристик кристалла, имеющий смысл полувольтного напряжения

$$V_0 = \frac{\lambda}{2n^3 r_{es}}.$$

На рис. 14 представлена модуляционная характеристика такого модулятора. Здесь по оси абсцисс отложен фазовый сдвиг $\Phi = \pi \frac{V_m}{V_0}$, а по оси ординат — отношение интенсивностей светового потока на входе и выходе модулятора $\frac{I}{I_0}$. На этом рисунке показано

графическое построение сигнала на выходе модулятора без смещения и со смещением фазы.

Анализ модуляционной характеристики (2.5) и рис. 14, а показывают, что при отсутствии смещения осуществляется квадратичная модуляция. В случае гармонического управляющего напряжения спектр частот выходного сигнала содержит только четные гармоники [38]

$$\frac{I}{I_0} = J_0 \left(\pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} \right) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p} \left(\pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} \right) \cos 2p\omega_m t, \quad (2.6)$$

где $J_p(z)$ — функции Бесселя p -го порядка; $V_{\lambda/2}$ — полуволновое смещение.

На рис. 14, б дан пример графического построения выходного сигнала при работе модулятора на линейном участке. Выход на

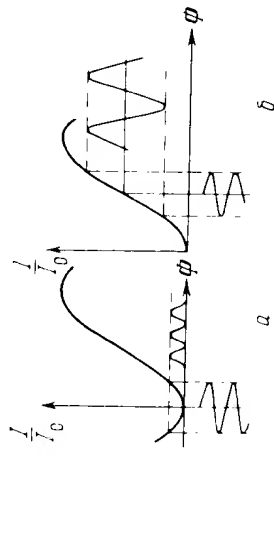


Рис. 14. Модуляционная характеристика поляризаторного модулятора:

а — без фазового смещения; б — с фазовым смещением.

линейный участок может быть осуществлен, если ввести в пространство между поляризаторами, кроме фазовой ячейки, еще и фазовращатель. Фазовращатель вносит в характеристику (2.5) зависящий от времени фазовый сдвиг Φ_0 , в результате чего

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_0} + \frac{\Phi_0}{2} \right). \quad (2.7)$$

Обычно фазовращатель изготавливают из тонких пластин слюды. Слюда является анизотропной средой, поэтому в фазовращателе, как и в самом модуляторе, распространяются две взаимноортогональные оптические волны. Слюдяную пластину ориентируют так, чтобы поляризации волн в фазовращателе совпадали с соответствующими поляризациями в модуляторе. Наиболее часто используют рабочую точку, соответствующую начальному фазовому сдвигу, равному $\pi/2$ ($\Phi_0 = \pi/2$); фазовращатель в этом случае называют пластиной $\lambda/4$.

Модуляция излучения, осуществляемая при начальном сдвиге $\Phi_0 = \pi/2$, является линейной, спектр частот выходного сигнала содержит при этом лишь нечетные гармоники

$$\frac{I}{I_0} = 1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p J_{2p-1} \left(\pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} \right) \sin (2p-1) \omega_m t. \quad (2.8)$$

Сдвиг фаз, вносимый фазовращателем, определяет рабочую точку на модуляционной характеристике. Подбирая по толщине слюдяную пластинку, можно осуществить выбор заданной рабочей точки.

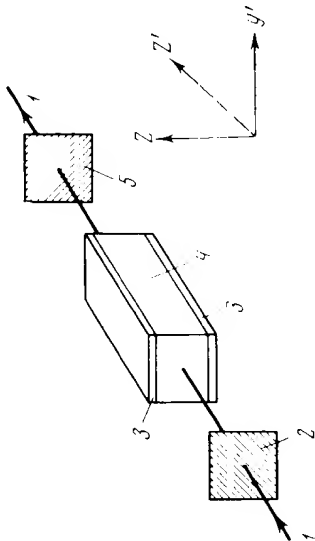


Рис. 15. Поляризаторный модулятор с ячейкой поперечной геометрии:

I — оптическое излучение; 2 — поляризатор; 3 — электрооптический кристалл; 4 — анализатор

В амплитудных модуляторах наряду с «продольными» фазовыми ячейками могут использоваться и «поперечные» фазовые ячейки, рассмотренные в первой главе. Схема одного из таких модуляторов изображена на рис. 15. В этом модуляторе использована низкочастотная поперечная фазовая ячейка, состоящая из электрооптического кристалла, помещенного между двумя электродами, к которым подводится управляющее напряжение; при этом кристалл ориентирован таким образом, что управляющее поле приложено вдоль оси Z. Заметим, что если электрооптическая среда изотропна, то такая ориентация кристалла не является единственной. Свет в таком модуляторе распространяется вдоль оси X' (или Y'), а плоскость поляризации составляет угол 45° с осями Y' (или X') и Z. Используя формулы, приведенные в первой главе, нетрудно найти амплитудную характеристику такого модулятора

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right),$$

где $V_{\lambda/2} = \frac{2d}{\lambda} V_0$.

Здесь, как и прежде, d — расстояние между электродами; l — длина фазовой ячейки; V_0 — параметр, зависящий от электрооптических характеристик используемого кристалла. Постоянный фазовый сдвиг, входящий в выражение (2.9), зависит от естественной анизотропии среды и выражается формулой

$$\Phi_0 = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_e - n_o).$$

Естественная анизотропия существенно сказывается на работе модулятора. Можно показать, что анизотропия среды накладывает определенные (довольно жесткие) ограничения на допустимый угол

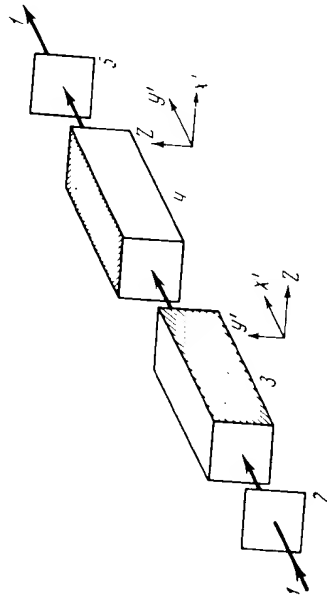


Рис. 16. Модулятор с компенсированной естественной анизотропией:

1 — оптическое излучение; 2 — поляризатор; 3, 4 — фазовые ячейки; 5 — анализатор

расходимости луча. При амплитудной модуляции с помощью кристаллов класса D_{2d} (дигидрофосфатов) эти ограничения оказываются настолько жесткими, что делают в большинстве случаев практически невозможным использование рассмотренной схемы. Отметим, что это ограничение отсутствует при использовании в качестве электрооптической среды в фазовой ячейке кристаллов кубического класса, так как в этом случае $n_e - n_o = 0$ и $\Phi_0 = 0$.

Однако влияние естественной анизотропии может быть в значительной мере устранено, если использовать две «поперечные» фазовые ячейки, развернутые друг относительно друга [39], как показано на рис. 16. В первом кристалле луч распространяется вдоль оси X' , а во втором — вдоль оси Y' . Излучение поляризовано под углом 45° к оси Y' первого кристалла.

При прохождении через первый кристалл Y' -компонента световой поляризации претерпевает изменение фазы на величину

$$\Phi_{y'} = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_{y'}.$$

а составляющая вдоль оси Z на величину

$$\Phi_z = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_z.$$

При прохождении через второй кристалл изменения компонент поляризации соответственно равны

$$\Phi_{x'} = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_{x'} \text{ и}$$

$$\Phi_z = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_z.$$

Полное изменение фазы компонент, параллельных осям Y' и Z первого кристалла, равно

$$\Phi_1 = \Phi_{x'} + \Phi_z = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_{x'} + n_z)$$

$$\Phi_2 = \Phi_{y'} + \Phi_z = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_{y'} + n_z). \quad (2.10)$$

Разность фаз между этими компонентами излучения равна

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}). \quad (2.11)$$

В отсутствие электрического поля $n_{x'} = n_{y'}$ и $\Phi = 0$, следовательно, поляризация входящего луча не изменяется. При наложении электрического поля вдоль оси Z появится изменение фазы

$$\Phi = \pi \frac{V_m}{V_{\lambda 2}}.$$

При этом величина напряжения, необходимого для поворота плоскости поляризации на 90° , в этом случае будет равна

$$V_{\lambda 2} = \frac{d}{l} V_m.$$

Повышенный интерес к модуляторам с «поперечной» геометрией, как уже отмечалось в главе I, связан с возможностью снизить в них требуемую величину напряжения модулирующего сигнала в $2l/d$ раз. Из табл. 1 видно, что V_0 для большинства веществ равно нескольким киловольтам и более. Например, при модуляции с помощью KDP даже с глубиной 5% модулирующее напряжение должно быть порядка 750 в.

Значительные напряжения, требуемые для модуляции, ведут к заметному увеличению веса радиотехнической аппаратуры и снижают ее экономичность. Поэтому длинные модуляторы с «поперечной» геометрией, в которых напряжение снижено в $2l/d$ раз по сравнению с «продольными» модуляторами, весьма перспективны.

Амплитудные модуляторы с простым поляризационным преобразователем могут работать, используя любую из описанных в

предыдущей главе фазовых ячеек. Так, помимо модуляторов на стоячей волне, используются модуляторы с многоэлементной фазовой ячейкой [31, 32], а также амплитудный модулятор бегущей волны [40]. В этом модуляторе использована поперечная ячейка и компенсация анизотропии. Бегущая волна возбуждается с помощью плосковой линии в электрооптической среде. При этом, чтобы избежать поворота второго кристалла, использована анизотропная пластина $\lambda/2$.

3. Модуляторы с циркулярными поляризаторами

Следующая группа модулирующих устройств объединяет приборы, в которых используются циркулярные поляризаторы [8]. Простейшая схема такого модулятора изображена на рис. 17, а. Этот модулятор отличается от модулятора, изображенного на рис. 13, дополнительной фазовой пластиной $\lambda/4$. Сочетание линейного поляриза-

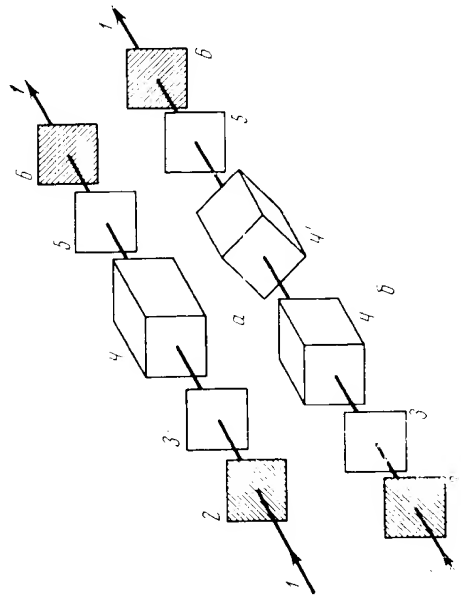


Рис. 17. Модуляторы с циркулярными поляризаторами: а — модулятор с фиксированной в нуле рабочей точкой; б — однополосный модулятор с подавлением несущей: 1 — оптическое излучение; 2, 4 — линейные поляризаторы; 3, 5 — пластины $\lambda/4$; 4, 4' — электрооптические кристаллы

тора с пластиной $\lambda/4$, ориентированной так, что оси X' и Y' фазовой пластины составляют угол 45° с плоскостью поляризации поляризатора, представляет круговой поляризатор. При этом если поляризатор 1 и фазовая пластина 2 образуют левовращающий поляризатор, то пластина 4 и поляризатор 5 должны представлять правовращающий поляризатор.

Если фазовая ячейка помещена между лево- и правовращающими поляризаторами, то независимо от ее ориентации модуляционная характеристика такого устройства имеет вид

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right),$$

где Φ_0 — постоянный фазовый сдвиг, вносимый кристаллом.

Разновидностью таких модуляторов является «однополосный» оптический модулятор [41, 42], схема которого изображена на рис. 17, б.

Однополосный модулятор отличается от модулятора рис. 17, а тем, что в него введена дополнительная фазовая ячейка, полностью подобная первой ячейке. Излучение в таком модуляторе распространяется вдоль осей Z_1 и Z_2 соответственно первой и второй ячеек. Взаимная ориентация ячеек такова, что одноименные оси, например, оси X'_1 и X'_2 , составляют угол 45° . Модулирующее напряжение, подаваемое на вторую ячейку, сдвинуто на $\pi/2$ относительно фазы напряжения первой ячейки. Эта схема является оптическим аналогом схем однополосной модуляции с подавлением несущей, используемой в радиотехнике.

4. Оптические группирователи

Прежде чем приступить к рассмотрению некоторых более сложных схем электрооптических амплитудных модуляторов, остановимся на оптических устройствах «группирования» излучений, которые позволяют в ряде случаев улучшить характеристики модуляторов. Процесс «группирования» излучения на выходе модулирующего устройства заключается в использовании обоих компонент светового пучка с ортогональными поляризациями.

В рассмотренных выше поляризационных преобразователях с дихронными поляроидами составляющая светового пучка с поперечной поляризацией поглощается поляридом, что приводит к 50%-ным потерям световой энергии. В поляризационных преобразователях, использующих призмы Николя (или иные поляризационные устройства, действие которых основано на применении двулучепреломляющих кристаллов), эта компонента излучения пространственно отделяется от основного луча и выводится в сторону. Введенная в сторону компонента оказывается промодулированной по закону

$$\frac{I_2}{I_0} = \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right),$$

в то время как основная компонента промодулирована по закону

$$\frac{I_1}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right).$$

Из этих формул видно, что средняя (по периоду модулирующего сигнала) интенсивность каждого из лучей составляет 50% суммарной интенсивности. В ряде случаев, особенно при работе модулятора в линиях связи, предназначенных для передачи информации на значительные расстояния, подобные потери в интенсивности нежелательны.

Ниже приведены некоторые схемы, дающие возможность избежать этих потерь интенсивности, т. е. позволяющие повысить интенсивность промодулированного луча в два раза. Некоторым недостатком таких схем является то, что, выигрывая в интенсивности,

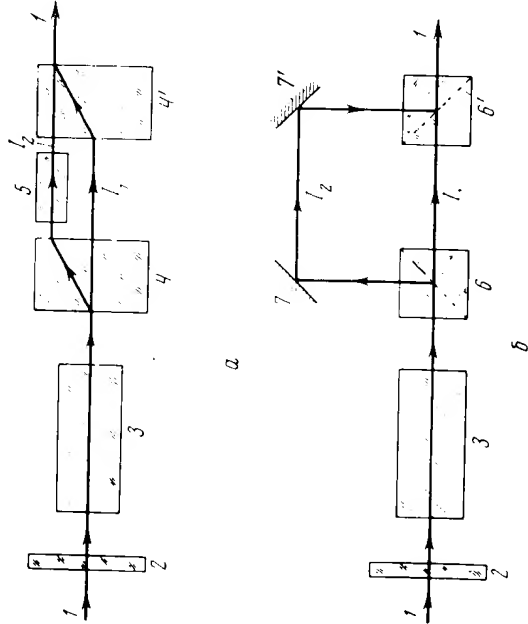


Рис. 18. Оптические группирователи излучения:

а — группирователь, использующий естественную анизотропию, б — группирователь с двумя призмами Николя; 1 — оптическое излучение; 2 — поляризатор; 3 — фазовая ячейка; 4, 4' — анизотропные кристаллы; 5 — среда с большим показателем преломления; 6, 6' — призмы Николя; 7, 7' — зеркала

приходится мириться с сужением полос передаваемых частот, поскольку идеальной настройки рассматриваемых ниже линий задержки или группирователей света удается добиться только для определенной частоты модулирующего сигнала.

На рис. 18, а представлена схема электрооптического модулятора, в котором анализатором служит кристалл с сильным двулучепреломлением, вырезанный так, что направление распространения обыкновенного и необыкновенного лучей не совпадают. Наиболее подходящими для этих целей оказываются кристаллы CaCO_3 ($n_0 - n_e = 0.162$) и NaNO_3 ($n_e - n_0 = 0.23$). Использование таких кристаллов позволяет пространственно разделить лучи с ортогональ-

ными поляризациями. Луч с поперечной поляризацией I_2 проходит через среду с большим коэффициентом преломления и задерживается относительно луча с параллельной поляризацией на время t_3 .

Если время задержки t_3 выбрано таким образом, что

$$t_3 = \frac{\pi}{\omega_m} (2p + 1), \quad (2.12)$$

(где p — произвольное целое число), т. е. соответствует задержке на нечетное число полупериодов модулирующего напряжения, то после сложения лучей, осуществляемого при помощи второго двулучепреломляющего кристалла, идентичного первому, на выходе

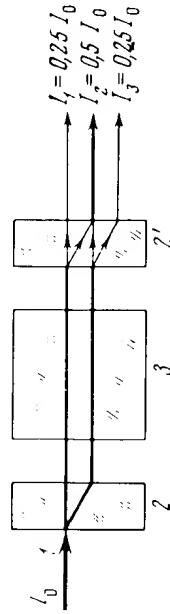


Рис. 19. Амплитудный модулятор естественнонополяризованного излучения:

1 — оптическое излучение; 2, 2' — двулучепреломляющие кристаллы; 3 — фазовая ячейка

модулятора появится модулированный световой луч со средней интенсивностью, равной единице. С точностью до несущественного постоянного фазового сдвига в этом случае получим [43]

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \sin \left[\frac{\pi V_m}{V_{\lambda 2}} \sin \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\omega_m}{\omega_{0m}} \cos \omega_m t \right) \right], \quad (2.13)$$

где ω_{0m} — центральная частота, на которую настроен группирователь.

На рис. 18, б представлена несколько иная схема группирования излучения, в которой анализатор заменен устройством, состоящим из двух призм Николя и двух зеркал. Временная задержка t_3 появляется здесь за счет разности длины пути лучей света в группирователе.

Своеобразным вариантом схем группирования следует считать амплитудный модулятор естественно поляризованного света [44]. Этот модулятор представлен на рис. 19. Как известно, в естественно поляризованном луче все направления вектора поляризации световой волны равновероятны, поэтому дихроичный поляризатор поглотит по крайней мере половину падающего на него излучения. Чтобы избежать этих потерь, вместо дихроичных поляризаторов и анализатора можно использовать двулучепреломляющий кристалл.

Пройдя через этот кристалл, лучи со взаимноортогональной поляризацией распространяются через один и тот же фазовый электрооптический модулятор, а затем частично смешиваются выходным двулучепреломляющим кристаллом. Одноименные собственные оси двулучепреломляющих кристаллов расположены параллельно, поэтому на выходе смешиваются компоненты, промодулированные по одному закону (например, $I/I_0 = \sin^2 \Phi / 2$), а средняя по времени интенсивность выходного луча составит $0,5 \cdot I_0$ вместо $0,25 \cdot I_0$ в обычном случае с дихроичными поляризаторами.

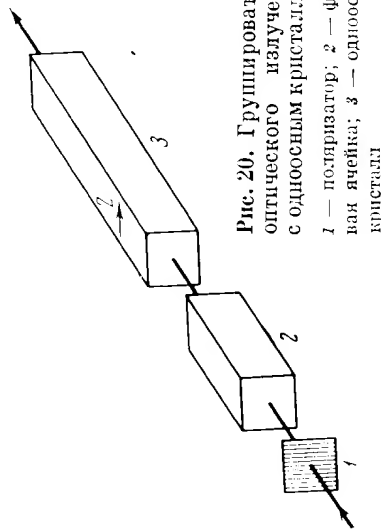


Рис. 20. Группирователь оптического излучения с одноосными кристаллом:
1 — поляризатор; 2 — фазовая ячейка; 3 — одноосный кристалл

При конструировании группирователей излучения можно использовать двойное лучепреломление непосредственно для получения «эффекта» временной задержки. На рис. 20 представлена возможная схема модулятора, предложенного в работе [45]. Здесь вместо анализатора для целей группирования излучения использован длинный оптически одноосный кристалл, расположенный так, что его оптическая ось Z ортогональна направлению излучения и направлению поляризации поляризатора. В кристалле световой луч в соответствии с законами кристаллооптики распадается на два луча, векторы электрического поля которых соответственно параллельны и ортогональны оптической оси.

Пространственно лучи в данном случае не разделяются, однако их скорости распространения различны. Именно различие в скоростях распространения и приводит к возникновению относительной временной задержки, величина которой может быть вычислена по формуле

$$t_d = \frac{l}{c} (n_e - n_o), \quad (2.14)$$

где n_e , n_o — показатели преломления группировочной среды для необыкновенного и обыкновенного лучей; l — длина пути излучения в группировочной среде; c — скорость света в вакууме.

Длина группирователя выбирается, исходя из условия (2.14), откуда после простых преобразований получим

$$l = \frac{2p + 1}{2(n_e - n_o)} \lambda_m, \quad (2.15)$$

где λ_m — длина волны модулирующего сигнала в вакууме.

5. Амплитудные многоэлементные модуляторы

Помимо многоэлементных фазовых модуляторов возможно создание и многоэлементных амплитудных модуляторов. Многоэлементный амплитудный модулятор представляет собой цепочку последовательно расположенных «элементарных» амплитудных поляризаторных модуляторов. Схема такого устройства показана на рис. 21, а.

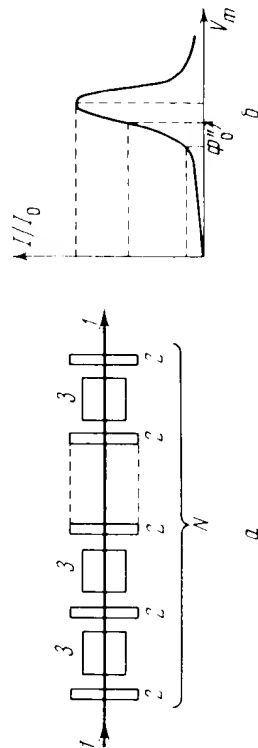


Рис. 21. Многоэлементный амплитудный модулятор:

а — схема установки модулятора; б — амплитудная характеристика;
1 — оптическое излучение; 2 — поляризаторы; 3 — фазовые ячейки

Если все модуляторы, входящие в схему, идентичны, то амплитудная характеристика этого устройства будет иметь следующий вид [46]:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 N \Phi / 2, \quad (2.16)$$

$$\text{где } \Phi = \pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \Phi_0.$$

Здесь N — число «элементарных» амплитудных модуляторов; V_m — управляющее напряжение, подводимое к каждому модулятору. На рис. 21, б показан ход амплитудной характеристики многоэлементного амплитудного модулятора. Из этого рисунка видно, что амплитудная характеристика имеет два резко выраженных участка, имеющих различную крутизну.

При малых амплитудах колебания управляющего напряжения (V_m) формула (2.16) может быть разложена в ряд в точке $\Phi = \Phi_0$

$$\frac{I}{I_0} = \sin^{2N} \Phi_0 / 2 + \pi \frac{NV_m}{V_{\lambda/2}} \cos \Phi_0 / 2 \cdot \sin^{2N-1} \Phi_0 / 2 + \dots \quad (2.17)$$

Отсюда следует, что использование многоэлементной схемы при правильном выборе рабочей точки позволяет увеличить крутизну модуляции в N раз. Недостатком таких схем является их сложность и значительные оптические потери.

6. Жидкостные модуляторы Керра (ячейки Керра)

Если модуляторы, в которых применяются линейные электрооптические материалы, используются практически последние десять лет, то жидкостные модуляторы Керра применяются давно. Интерес к модуляторам Керра возник в связи с развитием звукового кинематографа [47]. Однако и в настоящее время ячейки Керра находят широкое применение в различных отраслях науки и техники.

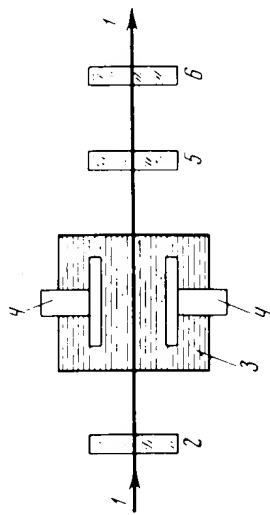


Рис. 22. Простейший модулятор Керра:

1 — оптическое излучение; 2 — поляризатор; 3 — объем, заполненный электрооптической жидкостью; 4 — электроды; 5 — фазовращатель; 6 — анализатор

Рассмотрим некоторые амплитудные модуляторы, использующие эффект Керра. На рис. 22 представлена простейшая схема ячейки Керра. Она представляет собой сосуд с прозрачными плоскопараллельными стенками, заполненный жидкостью (в большинстве случаев нитробензолом), в который введены электроды. Ячейка Керра располагается между скрещенными поляризатором и анализатором. При включении электрического поля изотропная жидкость становится одноосной с тройкой коэффициентов преломления, определяемой формулой (1.14).

Фазовая характеристика ячейки Керра имеет следующий вид:

$$\Phi = \Phi_0 + 2\pi \frac{l}{\lambda^2} B V_m^2, \quad (2.18)$$

где l — длина пути света внутри ячейки Керра; B — электрооптическая постоянная; d — расстояние между электродами; V_m — напряжение управляющего сигнала.

Модуляционная характеристика в случае скрещенных поляризаторов может быть записана следующим образом:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left[\pi \frac{l}{\lambda^2} B V_m^2 \right]. \quad (2.19)$$

Вид этой характеристики показан на рис. 23. Из рассмотрения этого рисунка видно, что соответствующим выбором рабочей точки можно получить как линейную модуляцию, так и квадратичную.

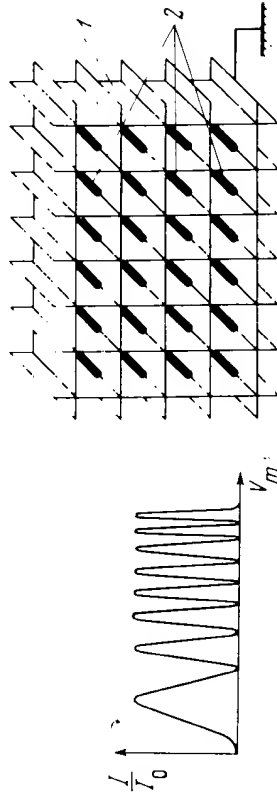


Рис. 23. Амплитудная характеристика модулятора Керра

Рис. 24. Мозаичный модулятор Керра: 1 — карие модуляторы, 2 — управляющие электроды

Смещение рабочей точки осуществляется при помощи постоянного напряжения. Следует отметить, что крутизна характеристики повышается при смещении рабочей точки вправо с помощью большого по величине постоянного смещения. Кроме того, большое постоянное смещение позволяет linearизовать характеристику модулятора.

Амплитудная характеристика модулятора Керра, linearизованного большим постоянным смещением (V_0), приобретает вид

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right), \quad (2.20)$$

где $V_{\lambda/2} = \frac{\lambda^2 d^2}{4lB V_0}$ и $\Phi_0 = 2\pi \frac{lB}{\lambda^2} V_0^2$.

В этом выражении постоянная V_0 является linearизующим напряжением. Практическое использование метода linearизации очень часто позволяет заметно улучшить характеристики модуляторов Керра. Результаты экспериментального исследования моду-

ляторов Керра в низкочастотной области приведены в работах [48—50].

Эксперимент по микроволновой модуляции с помощью ячейки Керра, заполненной сероуглеродом, обсуждается в работе [51]. Модуляция была осуществлена на частотах 3 и 6 Гц.

Хотя жидкостные ячейки значительно уступают по своим характеристикам ячейкам Поккельса, однако, несмотря на низкую эффективность и малую добротность, электрооптические жидкости в ряде случаев являются довольно удобным рабочим веществом. Так,

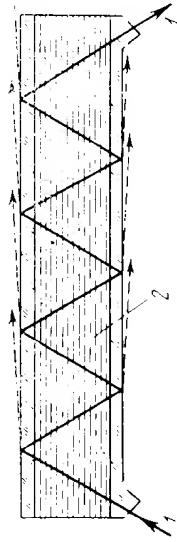


Рис. 25. Электрооптический модулятор, использующий многократное отражение:

1 — оптическое излучение; 2 — электрооптическая являемость (индуцированный)

мозаичные модуляторы, которые очень сложны в изготовлении в твердотельном варианте, могут быть сравнительно просто изготовлены с использованием электрооптических жидкостей.

Конструкция мозаичного модулятора, собранного из ячеек прямоугольной формы, показана на рис. 24. Каркас модулятора, собранный из проволоки материала, заземлен. Управляющие напряжения подводятся к центральным стержням (управляющим электродам).

Рабочий объем модулятора заполняется электрооптической жидкостью, и вся конструкция размещается между скрещенными поляризаторами.

Подавая электрический импульс на какой-либо управляющий электрод, можно пропустить луч через одну из ячеек модулятора. Форма ячейки мозаичного модулятора может быть произвольной. В принципе ячейки могут быть любыми многоугольниками, с помощью которых можно покрыть без пропусков плоскость. В работе [52] в качестве примера приводятся еще два типа мозаичных структур. В основу конструкции первой положен равносторонний треугольник, а второй — модулятор, представляющий собой структуру типа «пчелиных сот».

В заключение рассмотрим схему модулятора, приведенную в работе [53]. Электрическое поле (рис. 25) приложено перпендикулярно к плоскости чертежа, луч поляризован параллельно модулирующему полю. Излучение отражается от границы раздела стекло — воздух, падая на границу под углом, близким к углу полного

внутреннего отражения. Пунктиром изображены преломленные лучи. Величина угла полного внутреннего отражения меняется синхронно с изменением модулирующего напряжения, что приводит к модуляции интенсивности преломленных лучей, или в конечном итоге — к модуляции потерь на границе раздела. Эффект многократно усиливается за счет многих отражений. Характеристика модулятора линейна.

Очевидно, такой же модулятор может быть построен и с помощью линейных электрооптических кристаллов.

7. Модуляторы, использующие эффект Керра в твердом теле

Исследование электрооптических модуляторов, использующих квадратичный эффект в твердом теле, стало возможным благодаря достигнутым в последнее время успехам в технике выращивания монокристаллов группы перовскитов, обладающих большим квадратичным электрооптическим эффектом.

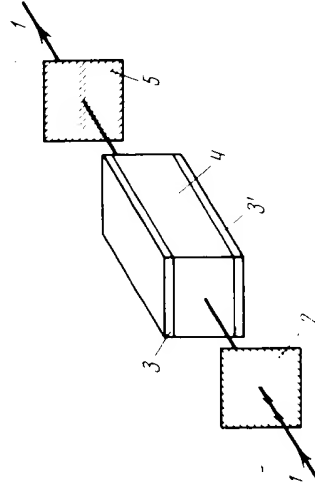


Рис. 26. Простейший модулятор Керра на твердом теле:

1 — оптическое излучение; 2 — поляризатор; 3, 3' — электроды; 4 — монокристалл; 5 — индуцированный

Если электрическое поле, приложенное к монокристаллу, ориентировано вдоль одной из кристаллографических осей, то тройка коэффициентов преломления имеет вид (см. гл. I)

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_o', \\ n_{y'} &= n_o', \\ n_{z'} &= n_o' + BE_m^2, \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$B = \frac{1}{2} n_o^3 (R_{11} - R_{12}) \text{ и } n_o' = n_o + \frac{1}{2} n_o^3 R_{12} E_m^2.$$

При этом направление излучения перпендикулярно вектору E_m . Оптическая схема простейшего модулятора Керра на твердом теле имеет вид, изображенный на рис. 26.

Как и в жидкостных ячейках, модуляционная характеристика имеет вид

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_m^2}{V_{\lambda/2}^2} + \frac{\Phi_0}{2} \right), \quad (2.22)$$

Если характеристика линейризуется большим постоянным смещением V_0 , то

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{V_m^2}{V_{\lambda/2}^2} \right), \quad (2.23)$$

$$\text{где } V_{\lambda/2} = \frac{\lambda d^2}{4B} \cdot \frac{1}{V_0} \text{ и } B = \frac{1}{2} n_0^3 (R_{11} - R_{12}).$$

Квадратичный эффект в монокристаллах группы перовскитов необыкновенно высок [23], что, по-видимому, связано со значительной по величине диэлектрической проницаемостью.

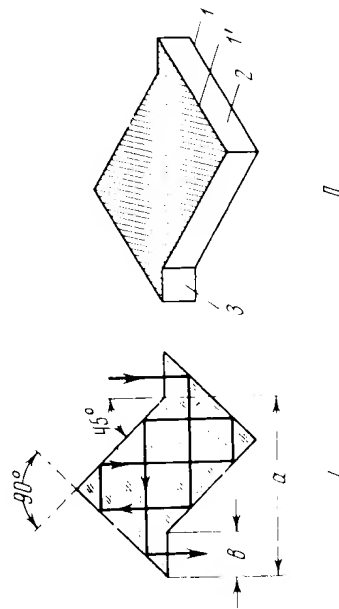


Рис. 27. Низкоомкостная ячейка с большой длиной пути:

I — ход луча внутри низкоомкостной ячейки; I' — конструкция ячейки; $1, 1'$ — электроды; 2 — электрооптическая среда; 3 — входное окно

Модуляторы этого типа исследованы в работах [54, 55, 56]. Так же, как и в случае линейных электрооптических модуляторов, модуляция с помощью перовскитов возможна в широком диапазоне частот вплоть до микроволнового диапазона (например, модулятор, рассмотренный в работе [56], работал на частоте 0.5 ГГц). Частотный фактор, играющий значительную роль при описании линейных модуляторов, должен учитываться и здесь.

Как показано, например, в работах [23, 54], с помощью постоянного смещения V_0 величина полувонового смещения может быть снижена до величин порядка $10 \div 100 \text{ в}$ и даже менее, что, несомненно, делает модуляторы Керра на твердом теле весьма перспективными.

Интересная возможность [57] увеличения длины пути светового луча в веществе модулятора такого типа при сохранении небольших размеров ячейки открывается при использовании модулятора, изображенного на рис. 27. Ход лучей, испытывающих внутреннее отражение внутри монокристалла такого модулятора показан на рис. 27, 1.

Простой геометрический расчет показывает, что длина пути светового луча (l) внутри этой ячейки равна a^2/b , где a и b — геометрические размеры кристалла, показанные на рис. 27. Если при этом $d = b$ (где d — толщина кристалла), то фазовая характеристика имеет вид

$$\Phi = \pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_0}{V_{\lambda/2}}, \quad (2.24)$$

$$\text{где } V_{\lambda/2} = \frac{\lambda b^3}{4a^2BV_0}.$$

Световой луч в такой схеме дважды проходит весь объем кристалла, в то время как в обычных модуляторах для модуляции используется лишь часть объема электрооптической среды.

Если учесть то обстоятельство, что диэлектрическая проницаемость, присущая перовскитам, аномально высока ($\epsilon \sim 10^3 \div 10^4$), то экономия в объеме среды может оказаться довольно существенной. Это значительно снижает емкость ячейки. Снижение собственной емкости одновременно с возможностью удлинения пути излучения в модуляторе делает его довольно перспективным.

Как показывают расчеты, при использовании монокристаллов KTN величина полувонового смещения может быть снижена до $3 \div 10 \text{ в}$, что на два порядка ниже полувонового смещения в модуляторах, использующих линейный электрооптический эффект. К сожалению, трудности, связанные с выращиванием достаточно больших и однородных монокристаллов типа KTN или $BaTiO_3$, в значительной мере сдерживают прогресс в широком техническом использовании твердотельных модуляторов Керра.

PTO 03-2242

Modulation and Deflection of Optical Radiation

CHAPTER II. POLARIZATION ELECTROOPTICAL AMPLITUDE MODULATOR

G. P. Katys et al.

UNITED STATES PATENT AND TRADEMARK OFFICE
WASHINGTON, D.C. MARCH 2003
TRANSLATED BY THE RALPH MCELROY TRANSLATION COMPANY

CHAPTER II. POLARIZATION ELECTROOPTICAL AMPLITUDE MODULATOR

[Glava II. Polyarizatsionnye amplitudnye elektroonticheskie modulyatory]

At the present time purely phase modulation methods are not being widely used because of significant problems connected with the technique of phase-modulated signals in the optical range. The conversion of phase modulation to amplitude modulation has proven to be more convenient, since the technique of amplitude-modulated signals is simpler.

All of the known methods of converting phase modulation to amplitude modulation can be divided into two groups: double beam and multibeam. Double beam converters can be of two types: polarization converters and double beam interferometers; multibeam converters, on the other hand, are represented by multibeam interference and diffraction devices.

1. Principle of action of polarization modulators

The principle of action of a polarization modulator of optical radiation is as follows. A phase cell is placed between two polarization devices, the principal planes of which are crossed and make some angle with the characteristic directions of the axes of the electrooptical crystal.

In the absence of a controlling field radiation does not pass through such a system. The presence of birefringence arising upon application of a controlling field leads to the appearance of a phase difference between the ordinary and extraordinary rays, which leads to conversion of the plane-polarized light to elliptically polarized light. If the phase difference of the rays is equal to π , the light flux passing through such a device will be maximum.

To find the dependence of the light flux passing through the modulator on the magnitude of the controlling voltage, we introduce a simplified mathematical analysis of the phenomenon. The ordinary (A_o) and extraordinary (A_e) rays that have passed through such a modulator can be represented in the following form:

$$\begin{aligned} A_o &= A_m \sin \varphi \sin (\varphi + \psi) \sin (\omega t + \Phi/2), \\ A_e &= A_m \cos \varphi \cos (\varphi + \psi) \sin (\omega t - \Phi/2), \end{aligned} \quad (2.1)$$

where A_m is the amplitude value of the vector of the linearly polarized optical radiation; Φ is the phase of the optical radiation; φ is the angle between the plane of polarization of the polarizer and the axis of the ellipse of polarization; ψ is the angle between the planes of the polarizer and the analyzer.

It is evident that the intensity of the passed radiation will be

$$\begin{aligned}
 I &= A_o^2 + A_e^2 = \\
 &= A_m^2 [\cos^2 \psi - \sin^2 2\varphi \sin 2(\varphi + \psi) \sin^2 \Phi/2], \\
 \textcircled{1} \tau. \text{ e } \frac{I}{I_0} &= \cos^2 \psi - \sin^2 2\varphi \sin 2(\varphi + \psi) \sin^2 \Phi/2, \quad (2.2)
 \end{aligned}$$

Key: 1 i.e.,

where I and I_0 are the intensity of radiation at the outlet and inlet of the modulator, respectively.

In practice two cases are encountered the most frequently: 1) $\psi = 90^\circ$ and $\phi = 45^\circ$; 2) $\psi = 0$ and $\phi = 45^\circ$.

The modulation characteristic in the first instance has the form

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \Phi/2, \quad (2.3)$$

and in the latter instance it has the formula

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2 \Phi/2. \quad (2.4)$$

Before moving to the discussion of specific designs of electrooptical amplitude modulators, let us briefly discuss the polarization devices that are used in such modulators. There are four phenomena that can be used to create polarization elements: dichroism, birefringence, reflection and scattering.

Polarizers that use the phenomenon of dichroism (polaroids) and birefringence are the most important. A dichroic polarizer preferentially passes only one form of polarization and absorbs the orthogonal form. A typical birefringent polarizer consists of two calcite prisms cemented together (Nicol prisms), which split the incident ray into two components with orthogonal polarizations; one of the components passes through without a change of direction, but the second undergoes complete internal reflection. A large number of different polarizers that utilize the phenomenon of birefringence: Ahrens, Wollaston, Rochon, Glan-Foucault prisms, and others.

2. Basic schemes of polarization electrooptical modulators

The simplest construction of a polarization electrooptical amplitude modulator is a phase cell of any of the types discussed in the first chapter, which is placed between crossed polaroids (Figure 13).

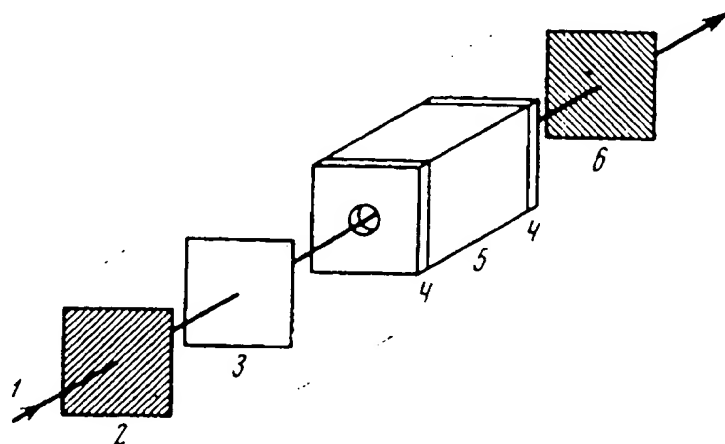


Figure 13. Simple polarization amplitude modulator:

1—optical radiation; 2—polarizer; 3—phase shifter; 4—electrodes; 5—electrooptical crystal; 6—analyzer.

The amplitude characteristic of such a modulator can be calculated by formula (2.3). Amplitude modulators in which phase cells of longitudinal geometry with crystals of type KDP and ADP (class D_{2d}) are used have been studied the most thoroughly. In this case the amplitude characteristic of the modulator has the following form (see Chapter I):

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_0}, \quad (2.5)$$

where V is the controlling voltage ($V = V_m \cos \omega_m t$) and V_0 is a parameter that is dependent on the electrooptical characteristics of the crystal and that has the sense of the half-wave voltage

$$V_0 = \frac{\lambda}{2n^3 r_{63}}.$$

Figure 14 shows the modulation characteristic of such a modulator. Here the phase shift $\Phi = \pi (V_m/V_0)$ is plotted on the x axis and the ratio of intensities of the light flux at the inlet and outlet of the modulator I/I_0 is plotted on the y axis. The graphic structure of the signal at the outlet of the modulator with and without a shift of phase is shown in this figure.

Analysis of modulation characteristic (2.5) and Figure 14, a show that quadratic modulation is accomplished in the absence of a shift. In the case of a harmonic controlling voltage the frequency spectrum of the outlet signal contains only even harmonics [38]

$$2 \frac{I}{I_0} = J_0 \left(\pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} \right) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p} \left(\pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} \right) \cos 2p\omega_m t, \quad (2.6)$$

where $J_p(z)$ are Bessel functions of p th order; $V_{\lambda/2}$ is the half-wave shift.

Figure 14, b shows an example of the graphic plot of the outlet signal in operation of the modulator in the linear segment. The linear segment can be reached if a phase shifter is added in

the space between the polarizers in addition to the phase cell. The phase shifter introduces a time-independent phase shift Φ_0 into characteristic (2.5), as a result of which we have

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_0} + \frac{\Phi_0}{2} \right). \quad (2.7)$$

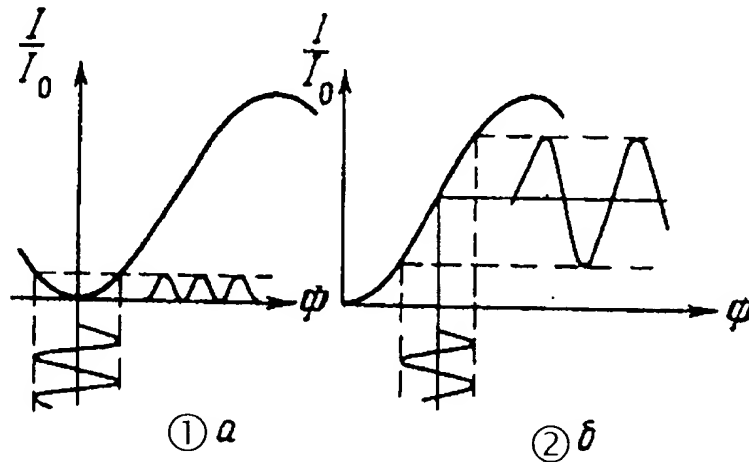


Figure 14. Modulation characteristic of polarization modulator:
a—without phase shift; b—with phase shift

Key: 1 a
2 b

Usually the phase shifter is made of thin mica plates. Mica is an anisotropic medium and therefore two mutually orthogonal optical waves propagate in the phase shifter, as in the modulator itself. The mica plate is oriented so that polarizations of waves in the phase shifter coincide with the corresponding polarizations in the modulator. A working point corresponding to the initial phase equal to $\pi/2$ ($\Phi_0 = \pi/2$) is used most often; the phase shifter in this case is called a $\lambda/4$ plate.

The modulation of radiation accomplished at the initial shift $\Phi_0 = \pi/2$ is linear and the frequency spectrum of the outlet signal in this case contains only odd harmonics

$$2 \frac{I}{I_0} = 1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p J_{2p-1} \left(\pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} \right) \sin (2p-1) \omega_m t. \quad (2.8)$$

The phase shift introduced by the phase shifter determines the working point on the modulation characteristic. By choosing a mica plate of appropriate thickness one can specify the working point.

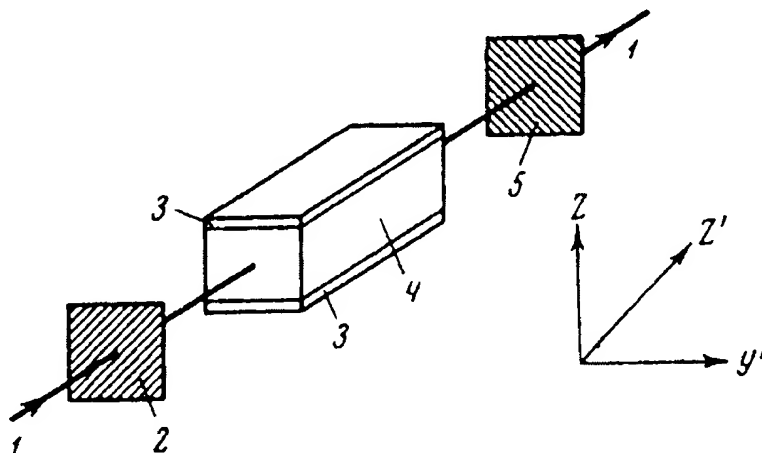


Figure 15. Polarization modulator with cell of transverse geometry:
1—optical radiation; 2—polarizer; 3—electrodes; 4—electrooptical crystals; 5—analyzer

Along with "longitudinal" phase cells, "transverse" phase cells, which were discussed in the first chapter, can also be used in amplitude modulators. A schematic drawing of one such modulator is shown in Figure 15. A low frequency transverse phase cell consisting of an electrooptical crystal placed between two electrodes, to which a controlling voltage is supplied, is used in this modulator; here the crystal is oriented so that the controlling field is applied along the Z axis. Let us note that if the electrooptical medium is isotropic then this orientation of the crystal is not unique. Light in such a modulator propagates along the X' (or Y') axis, while the plane of polarization makes an angle of 45° with the Y' (or X) and Z axes.

Using the formula given in the first chapter it is easy to find the amplitude characteristic of such a modulator

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right),$$

$$\textcircled{1} \text{ где } V_{\lambda/2} = \frac{2d}{l} V_0. \quad (2.9)$$

Key: 1 Where

Here, as before, d is the distance between the electrodes; l is the length of the phase cell; V_0 is a parameter that is dependent on the electrooptical characteristics of the crystal that is used. The constant phase shift that goes into expression (2.9) is dependent on the natural anisotropy of the medium and is expressed by the formula

$$\Phi_0 = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_e - n_o).$$

The natural anisotropy has a significant effect on the operation of the modulator. It can be shown that the anisotropy of the medium imposes certain (fairly stringent) restrictions on the

permissible angle of divergence of the beam. In the case of amplitude modulation with crystals of class D_{2d} (dihydrophosphates) these restrictions prove to be so stringent that in most cases they make the use of this scheme practically impossible. Let us note that this restriction is absent when crystals of the cubic glass are used as the electrooptical medium in a phase cell, since in this case $n_e - n_0 = 0$ and $\Phi_0 = 0$.

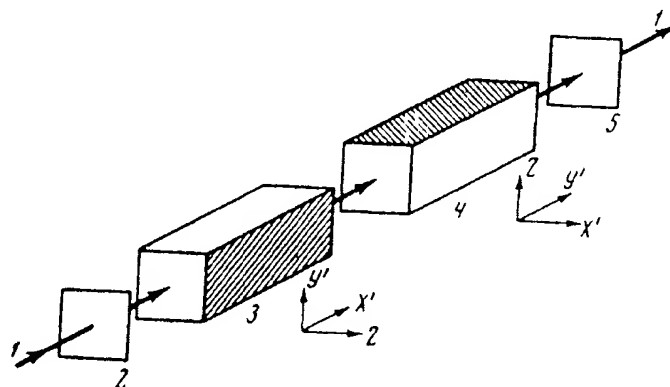


Figure 16. Modulator with compensated natural anisotropy:
1—optical radiation; 2—polarizer; 3,4—phase cells; 5— analyzer

However, the effect of natural anisotropy can be eliminated to a significant degree if one uses two "transverse" phase cells rotated relative to each other [39] as shown in Figure 16. In the first crystal the ray passes along the X' axis, while in the second it passes along the Y' axis. The radiation is polarized at an angle of 45° to the Y' axis of the first crystal.

Upon passage of the Y' component through the first crystal the light polarization undergoes a change of phase by a magnitude

$$\Phi_{y'} = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_{y'}.$$

and the component along the Z axis undergoes a change by the magnitude

$$\Phi_z = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_z.$$

Upon passage through the second crystal the changes of the components of polarization are correspondingly equal to

$$\Phi_{x'} = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_{x'} \quad \text{и}$$

$$\Phi_z = 2\pi \frac{l}{\lambda} n_z.$$

The complete change of phase of the components parallel to the Y' and Z axes of the first crystal is

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \Phi_{x'} + \Phi_z = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_{x'} + n_z) \\ \Phi_2 &= \Phi_{y'} + \Phi_z = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_{y'} + n_z).\end{aligned}\quad (2.10)$$

The difference of phases between these components of the radiation is

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}).\quad (2.11)$$

In the absence of an electric field $n_{x'} = n_{y'}$ and $\Phi = 0$, and therefore the polarization of an entering ray does not change. Upon application of an electric field along the Z axis there will be a change of phase

$$\Phi = \pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}}.$$

Here the magnitude of the voltage needed to rotate the plane of polarization by 90° in this case will be to equal to

$$V_{\lambda/2} = \frac{d}{l} V_0.$$

The increased interest in modulators with "transverse" geometry, as was already noted in Chapter I, is connected with the possibility of reducing the required magnitude of the voltage of the modulating signal by a factor of $2l/d$ in them. It can be seen from Table 1 that V_0 for most substances is equal to several kilovolts and higher. For example, in the case of modulation with KDP even with depth of 5% the modulating voltage must be on the order of 750 V.

The substantial voltages needed for modulation lead to a significant increase of weight of electronic equipment and makes it less economical. Therefore, long modulators with "transverse" geometry, in which the voltage is reduced by a factor of $2l/d$ when compared with "longitudinal" modulators are very promising.

Amplitude modulators with a simple polarization converter can operate by using any of the phase cells described in the previous chapter. Thus, besides standing wave modulators, modulators with a multielement phase cell are in use [31,32], as well as traveling wave amplitude modulators [40]. A transverse cell and anisotropy compensation are used in this modulator. The traveling wave is established with the aid of a strip line in the electrooptical medium. Here, in order to avoid rotation of the second crystal, an anisotropic $\lambda/2$ plate is used.

3. Modulators with circular polarizers

The following group of modulating devices consists of devices in which circular polarizers are used [8]. The simplest scheme of such a modulator is shown in Figure 17, a. This modulator differs from the modulator shown in Figure 13 by an additional $\lambda/4$ phase plate. The combination of a linear polarizer with a $\lambda/4$ plate oriented so that the X' and Y' axes of the phase

plate make an angle of 45° with the plane of polarization of the polarizer is a circular polarizer. In this case if polaroid 1 and plate 2 form a left-handed polarizer, then plate 4 and polarizer 5 must represent a right-handed polarizer.

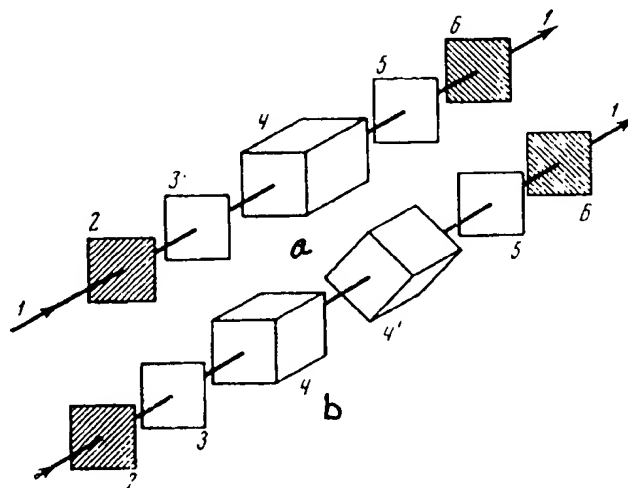


Figure 17. Modulators with circular polarizers:
a—modulator with working point fixed at nil; b—single pole modulator with carrier suppression:
1—optical radiation; 2,6—linear polarizer; 3,5— $\lambda/4$ plates; 4,4'—electrooptical crystals.

If the phase cell is placed between left-handed and right-handed polarizers, then, independent of its orientation, the modulation characteristic of such a device will have the form

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right),$$

where Φ_0 is the constant phase shift introduced by the crystal.

A variation of such modulators is the "single-pole" optical modulator [41,42], a scheme of which is shown in Figure 17, b.

The single-pole modulator differs from the modulator in Figure 17, a in that an additional phase cell that is completely like the first cell is added to it. Radiation in such a modulator propagates along the Z_1 and Z_2 axes of the first and second cells, respectively. The mutual orientation of the cells is such that like axes, for example the X'_1 and X'_2 axes, make an angle of 45° . The modulating voltage supplied to the second cell is shifted by $\pi/2$ relative to the phase of the voltage of the first cell. This scheme is an optical analog of single-pole modulation circuits with carrier suppression that are used in radio technology.

4. Optical bunchers

Before beginning the discussion of certain more complicated schemes of electrooptical amplitude modulators, let us discuss optical devices for "bunching" radiations, which in a

number of cases make it possible to improve the characteristics of modulators. The process of "bunching" radiation at the outlet of the modulating device consists of using both components of a light bundle with orthogonal polarizations.

In the polarization converters with dichroic polaroids that were discussed above the component of the light pencil with transverse polarization is absorbed by a polaroid, which leads to a 50% loss of the light energy. In polarization converters that use Nicol prisms (or other polarization devices whose effect is based on the use of birefringent crystals), this component of radiation is spatially separated from the main ray and diverted. The component that is diverted proves to be modulated according to the law

$$\frac{I_2}{I_0} = \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right),$$

while the main component is modulated according to the law

$$\frac{I_1}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right).$$

It is evident from these formulas that the average (over the period of the modulating signal) intensity of each of the rays is 50% of the total intensity. In a number of cases, especially in the operation of a modulator in communications lines that are intended for transmission of information over significant distances, such losses of intensity are undesirable.

Below are presented some schemes that make it possible to avoid these losses of intensity, i.e., that allow the intensity of the modulated ray to be doubled. A certain shortcoming of such schemes is the fact that, while there is a gain in intensity, one must accept a narrowing of the band of transmittable frequencies, since ideal tuning of the light delay lines or bunchers discussed below can be achieved only for a certain frequency of the modulating signal.

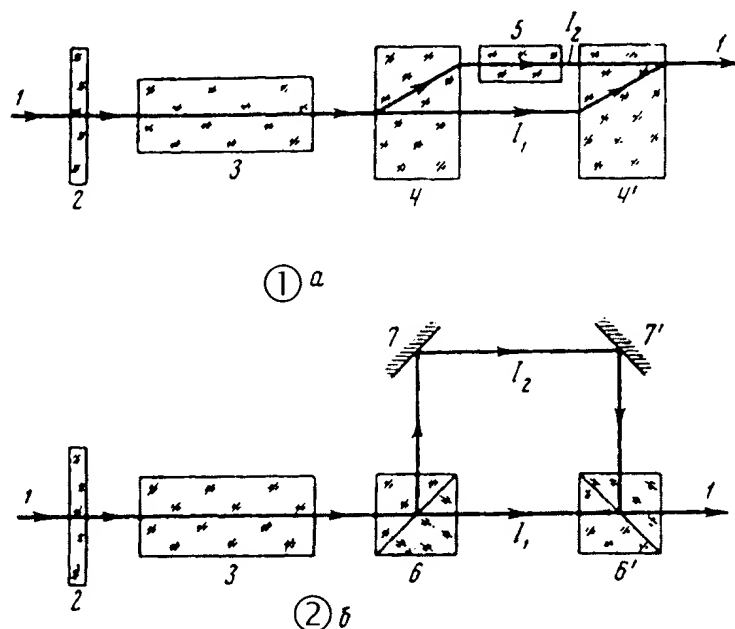


Figure 18. Optical radiation bunchers:

a—buncher using natural anisotropy; b—buncher with two Nicol prisms: 1—optical radiation; 2—polarizer; 3—phase cell; 4,4'—anisotropic crystal; 5—medium with high refractive index; 6,6'—Nicol prisms; 7,7'—mirrors.

Key: 1 a
 2 b

Figure 18, a shows the scheme of an electrooptical modulator in which the analyzer is a crystal with strong birefringence cut so that the directions of propagation of the ordinary and extraordinary rays do not coincide. CaCO_3 ($n_o - n_e = 0.162$) and NaNO_3 ($n_e - n_o = 0.23$) turn out to be the most suitable for these purposes. The use of such crystals allows spatial separation of rays with orthogonal polarizations. A ray with transverse polarization I_2 passes through the medium with high refractive index and is delayed relative to the ray with parallel polarization by time t_d .

If the time of delay t_d is chosen so that

$$t_s = \frac{\pi}{\omega_m} (2p + 1), \quad (2.12)$$

(where p is an arbitrary integer), i.e., it corresponds to delay by an odd number of half periods of the modulating voltage, then after addition of rays, which is accomplished with the aid of a second birefringent crystal that is identical to the first, there will appear at the outlet of the modulator a modulated light beam with average intensity equal to 1. With accuracy up to the negligible phase shift constant we obtain in this case [43]

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \sin \left[\frac{\pi V_m}{V_{\lambda/2}} \sin \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\omega_m}{\omega_{0m}} \right) \cos \omega_m t \right], \quad (2.13)$$

where ω_{0m} is the central frequency to which the buncher is tuned.

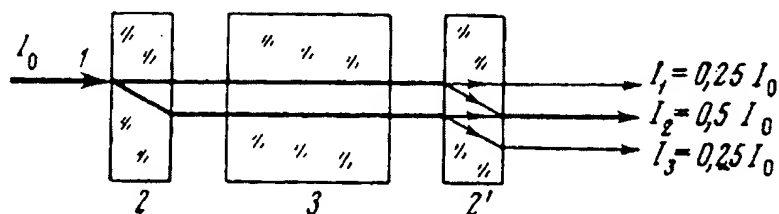


Figure 19. Amplitude modulator of naturally polarized radiation:
1—optical radiation; 2,2'—birefringent crystals; 3—phase cell

Figure 18, b shows a somewhat different scheme for bunching radiation, in which the analyzer has been replaced by a device consisting of two Nicol prisms and two mirrors. The time delay t_d develops here because of the different path lengths of the rays of light in the bunching device.

An amplitude modulator of naturally polarized light should be considered to be a unique variation of the bunching schemes [44]. This modulator is shown in Figure 19. As is known, in a naturally polarized ray all directions of the polarization vector of the light wave are equally probable and therefore a dichroic polarizer will absorb at least half of the radiation striking it. To avoid these losses, one can use a birefringent crystal in place of a dichroic polarizer and dichroic analyzer. After passing through this crystal, rays with mutually orthogonal polarization propagate through one and the same phase electrooptical modulator, and then are partially shifted by the outlet birefringent crystal. Like characteristic axes of the birefringent crystals are situated in parallel, and therefore at the outlet components modulated according to the same law are shifted (for example $I/I_0 = \sin^2 \Phi/2$), and the average intensity of the outlet ray over time will be $0.5 \cdot I_0$ instead of $0.25 \cdot I_0$ in the ordinary case with dichroic polarizers.

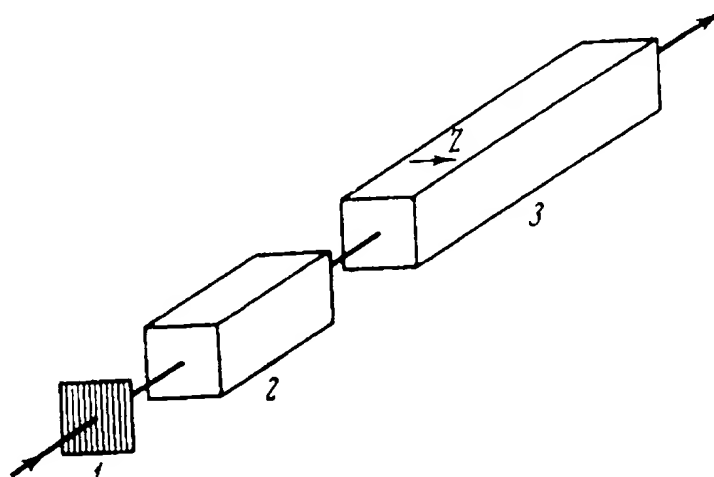


Figure 20. Buncher of optical radiation with uniaxial crystal:
1—polarizer; 2—phase cell; 3—uniaxial crystal

In the construction of light bunchers one can use birefringence directly to produce the "effect" of a time delay. Figure 20 shows a possible scheme of the modulator proposed in [45]. Here, instead of an analyzer a long optically uniaxial crystal situated so that its optical Z axis is orthogonal to the direction of radiation and to the direction of polarization of the polarizer is used for purposes of bunching radiation. In the crystal a light ray, in correspondence with the laws of crystal optics, is broken up into two rays, the vectors of the electric field of which are respectively parallel and orthogonal to the optical axis.

The rays in this case are not spatially separated, but their velocities of propagation are different. It is differences in the propagation velocities that lead to the development of a relative time delay, the magnitude of which can be calculated by the formula

$$t_d = l/c (n_e - n_o), \quad (2.14)$$

where n_e and n_o are the refractive indices of the bunching medium for extraordinary and ordinary rays; l is the path length of radiation in the bunching medium; c is the velocity of light in a vacuum.

The length of the buncher is chosen on the basis of condition (2.14), from which we obtain after simple transpositions

$$l = \frac{2p+1}{2(n_e - n_o)} \lambda_m, \quad (2.15)$$

where λ_m is the wavelength of the modulating signal in vacuum.

5. Multielement amplitude modulators

Similar to multielement phase modulators, it is also possible to create multielement amplitude modulators. A multielement amplitude modulator is a chain of successively positioned "elementary" amplitude polarization modulators. A scheme of such a device is shown in Figure 21, a.

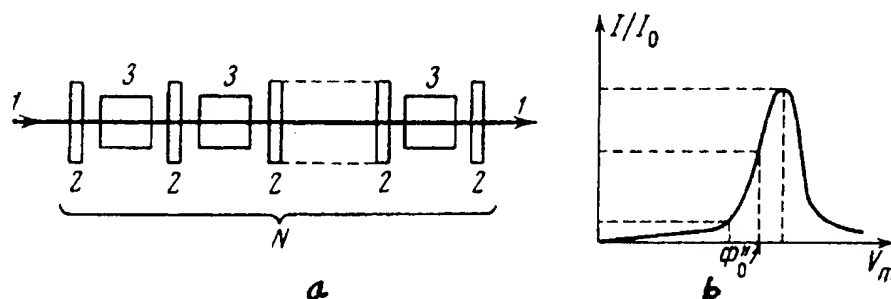


Figure 21. Multielement amplitude modulator:
a—positioning of modulators; b—amplitude characteristic:
1—optical radiation; 2—polaroids; 3—phase cells

If all of the modulators in the scheme are identical, then the amplitude characteristic of this device will have the following form [46]:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^{2N} \Phi / 2, \quad (2.16)$$

$$\textcircled{1} \quad \text{where } \Phi = \pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \Phi_0.$$

Key: 1 Where

Here N is the number of "elementary" amplitude modulators; V_m is the controlling voltage supplied to each modulator. Figure 21, b shows the amplitude characteristic of a multielement amplitude modulator. It can be seen from this figure that the amplitude characteristic has two sharply expressed segments having different steepness.

For low oscillation amplitudes of the controlling voltage (V_m) formula (2.16) can be expanded at the point $\Phi = \Phi_0$

$$\frac{I}{I_0} = \sin^{2N} \Phi_0 / 2 + \pi \frac{NV_m}{V_{\lambda/2}} \cos \Phi_0 / 2 \cdot \sin^{2N-1} \Phi_0 / 2 + \dots \quad (2.17)$$

It follows from this that the use of a multielement scheme, if the working point is properly chosen, will make it possible to increase the steepness of modulation by a factor N . A shortcoming of such schemes is their complexity and significant optical losses.

6. Kerr liquid modulators (Kerr cells)

While modulators in which linear electrooptical materials are employed have been used in practical terms over the last ten years, Kerr liquid modulators have been used for a long time. Interest in Kerr modulators arose in connection with the development of sound movies [47]. However, even today Kerr cells are widely used in various branches of science and industry.

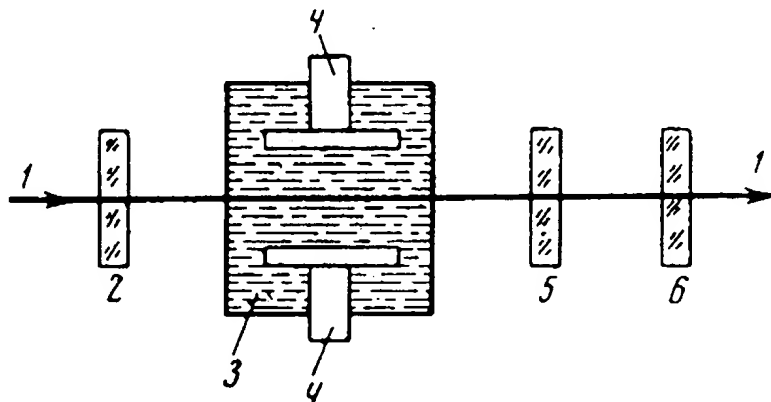


Figure 22. Simplest Kerr modulator:

1—optical radiation; 2—polarizer; 3—container filled with electrooptical liquid; 4—electrode; 5—phase shifter; 6—analyzer

Let us look at some amplitude modulators that use the Kerr effect. Figure 22 shows a very simple scheme of a Kerr cell. It consists of a container with transparent planoparallel walls with a liquid (in most cases nitrobenzene), into which electrodes are inserted. The Kerr cell is positioned between crossed polarizer and analyzer. When the electric field is switched on the isotropic liquid becomes uniaxial with the triplet of refractive indices defined by formula (1.14).

The phase characteristic of the Kerr cell has the following formula:

$$\Phi = \Phi_0 + 2\pi \frac{l}{\lambda d^2} B V_m^2, \quad (2.18)$$

where l is the path length of light within the Kerr cell; B is the electrooptical constant; d is the distance between the electrodes; V_m is the voltage of the controlling signal.

The modulation characteristic in the case of crossed polarizers can be written in the following way:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left[\pi \frac{l}{\lambda d^2} B V_m^2 \right]. \quad (2.19)$$

The form of this characteristic is shown in Figure 23. It can be seen from an examination of this figure that by the appropriate choice of the working point one can obtain both linear modulation as well as quadratic modulation. A shift of the working point is accomplished with the aid of dc voltage. It should be noted that the steepness of the characteristic increases as the working point

is shifted to the right with the aid of a large constant bias. In addition, the large constant bias makes it possible to linearize the characteristic of the modulator.

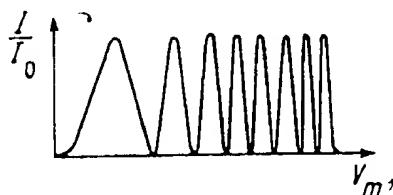


Figure 23. Amplitude characteristic of Kerr modulator

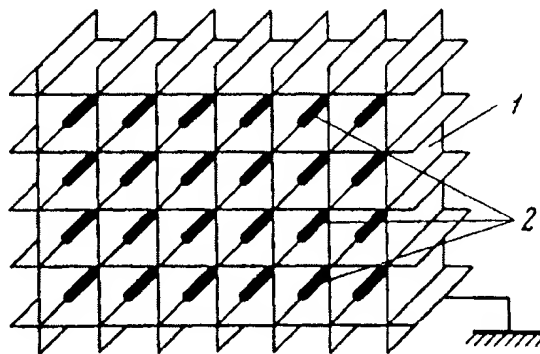


Figure 24. Mosaic Kerr modulator:
1—framework of modulator; 2—controlling electrodes

The amplitude characteristic of a Kerr modulator linearized by a large constant bias (V_0) takes on the form

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\Phi_0}{2} \right),$$

$$\textcircled{1} \text{ где } V_{\lambda/2} = \frac{\lambda d^3}{4lBV_0} \text{ и } \Phi_0 = 2\pi \frac{lB}{\lambda d^3} V_0^2. \quad (2.20)$$

Key: 1 Where
2 And

In this expression the constant V_0 is the linearizing voltage. Practical use of the linearization method very often makes it possible to improve the characteristics of Kerr modulators significantly. The results of an experimental study of Kerr modulators in the low frequency range are given in [48-50].

An experiment on microwave modulation using a Kerr cell filled with carbon disulfide is discussed in [51]. Modulation was accomplished at frequencies of 3 and 6 GHz.

Although liquid cells are significantly inferior in their characteristics to Pockels cells, electrooptical liquids are rather convenient working substances in a number of cases, in spite of

the low efficiency and low figure of merit. For instance, mosaic modulators, which are very difficult to make in a solid state variation, can be made relatively simply using electrooptical liquids.

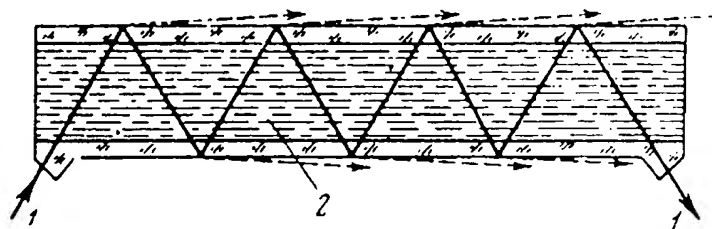


Figure 25. Electrooptical modulator using multiple reflection:
1—optical radiation; 2—electrooptical liquid (nitrobenzene)

The design of a mosaic modulator made of square cells is shown in Figure 24. The framework of the modulator, which is assembled of a conducting material, is grounded. The controlling voltages are supplied to central rods (control electrodes).

The working volume of the modulator is filled with an electrooptical liquid, and the entire construction is placed between crossed polaroids.

By supplying an electrical pulse to any controlling electrode, one can send a ray through one of the cells of the modulator. The cells of a mosaic modulator can have any shape. In principle, the cells can be any polygons with which a plane can be covered without gaps. Two other types of mosaic structures are given as examples in [52]. The first is based on an equilateral triangle, while the latter is a modulator that is a structure of the "honeycomb" type.

In conclusion, let us look at the scheme of the modulator given in [53]. The electric field (Figure 25) is applied perpendicular to the plane of the drawing, and the ray is polarized parallel to the modulating field. The radiation is reflected from the glass-air interface, striking the boundary at an angle close to the angle of total internal reflection. Refracted rays are indicated by a broken line. The value of the angle of total internal reflection changes synchronously with the change of the modulating voltage, which leads to modulation of the intensity of the refracted rays or in the final count to modulation of losses at the interface. The effect is multiply amplified owing to the many reflections. The characteristic of the modulator is linear.

Obviously such a modulator can also be constructed using linear electrooptical crystals.

7. Modulators that use the Kerr effect in solid state

Investigation of electrooptical modulators using the quadratic effect in solid state became possible because of recently achieved advances in the technology of growing single crystals of the perovskite group, which have a large quadratic electrooptical effect.

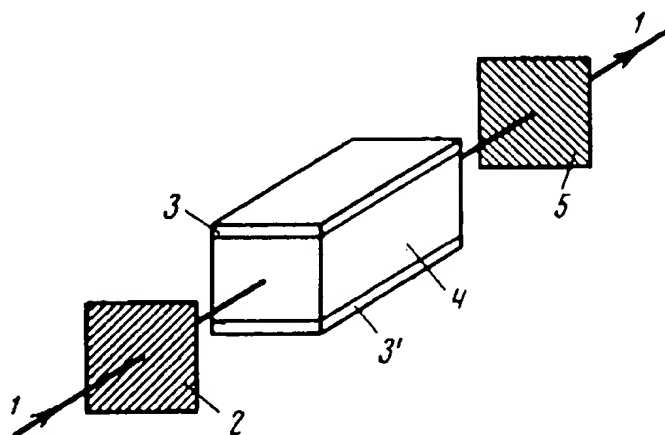


Figure 26. Simple solid-state Kerr modulator:
1—optical radiation; 2—polarizer; 3, 3'—electrodes; 4—single crystal; 5—analyzer

If an electric field applied to a single crystal is oriented along one of the crystallographic axes, then the triplet of refractive coefficients will have the form (see Chapter I)

$$n_{x'} = n_{o'}, \quad (2.21)$$

$$n_{y'} = n_{o'},$$

$$n_{z'} = n_{o'} + BE_m^2,$$

$$\textcircled{1} \text{ где } B = \frac{1}{2} n_o^3 (R_{11} - R_{12}) \textcircled{2} \text{ и } n_{o'} = n_o + \frac{1}{2} n_o^3 R_{12} E_m^2.$$

Key: 1 Where
2 And

Here the direction of radiation is perpendicular to vector E_m .

An optical scheme of a simple solid-state Kerr modulator has the form shown in Figure 26.

As in liquid cells, the modulation characteristic has the form

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_m^2}{V_{\lambda/2}^2} + \frac{\Phi_0}{2} \right), \quad (2.22)$$

If the characteristic is linearized by a high constant bias V_0 , then

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{V_m^2}{V_{\lambda/2}^2} \right), \quad (2.23)$$

$$\textcircled{1} \text{ где } V_{\lambda/2} = \frac{\lambda d^2}{4Bl} \cdot \frac{1}{V_0} \text{ и } B = \frac{1}{2} n_o^3 (R_{11} - R_{12}).$$

Key: 1 Where

The quadratic effect in single crystals of the perovskite group is unusually high [23], which is apparently connected with a significant dielectric constant.

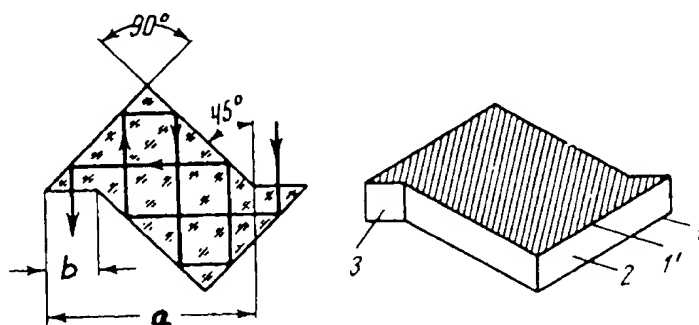


Figure 27. Low volume cell with large path length:
I—path of rays within low volume cell; II—design of cell:
1,1'—electrode; 2—electrooptical medium; 3—inlet window

Modulators of this type were studied in [54,55,56]. Just as in the case of linear electrooptical modulators, modulation with the aid of perovskites is possible in a wide range of frequencies up to the microwave range (for example, the modulator discussed in [56] operated at a frequency of 0.5 GHz). The frequency factor, which played a significant role in the description of the linear modulators, must also be taken into account here.

As indicated, for example, in [23,54], the value of the half-wave shift can be reduced to figures on the order of 10-100 V and even lower with the aid of a constant bias V_0 , which unquestionably makes solid-state Kerr modulators very promising.

An interesting possibility [57] for increasing the path length of the light ray in the material of a modulator of this type while retaining small cell dimensions is revealed in the use of the modulator depicted in Figure 27. The path of the rays, which experience internal reflection within the single crystal of such a modulator, is shown in Figure 27, I.

A simple geometric calculation shows that the path length of the light ray (I) within this cell is equal to a^2/b , where a and b are the geometric dimensions of the crystals shown in Figure 27. If $d = b$ (where d is the thickness of the crystal), then the phase characteristic will have the formula

$$\Phi = \pi \frac{V_m}{V_{\lambda/2}} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_0}{V_{\lambda/2}}, \quad (2.24)$$

$$\textcircled{1} \quad \text{где } V_{\lambda/2} = \frac{\lambda b^2}{4a^2 B V_0}.$$

Key: 1 Where

A light ray in this scheme passes through the entire volume of the crystal two times, while in ordinary modulators only a part of the volume of the electrooptical medium is used for modulation.

If one takes into account the fact that the dielectric constant that is characteristic of perovskites is anomalously high ($\epsilon \sim 10^3$ - 10^4), the savings in the volume of the medium can prove to be fairly significant. This significantly reduces the volume of the cell. A decrease of the characteristic volume at the same time as the possibility of lengthening the radiation path in the modulator makes it quite promising.

As calculations show, if KTN single crystals are used, the value of the half-wave shift can be reduced to 3-10 V, which is two orders of magnitude below the half-wave shift in modulators using the linear electrooptical effect. Unfortunately, problems connected with growing sufficiently large and uniform single crystals of type KTN or BaTiO_3 are significantly holding back progress in the widespread technical use of solid-state Kerr modulators.